2.Bölüm (devamı)

IŞITMA GÜCÜ :

L =Luminosity(ışıtma),

l = görünürdeki ışıtma (gücü)

Işıtma gücü : Işınım salan bir gök cisminin bütün alanının saniyede saldığı ışınım erkesidir. Buna göre, **kaynağın** alanı σ ve ortalama ışınım yeğinliği $\bar{I}$ ise, **kaynağın ışıtma gücü**,

$L = \sigma \bar{I} \quad \Rightarrow \quad L = \sigma S / \pi$ olur.

2.Bölüm: Işıtma Gücü (devamı)

Eğer **kaynak**, **tepsi** biçiminde ise ve yarıçapı da **R** ise onun **ışıtma gücü**,

$L = \pi R^2 S / \pi \quad \Rightarrow \quad L = R^2 S$ olur.

*Bazı kitaplarda, **kaynağın bütün uzaya saldığı ışınım erkesi**, **ışıtma gücü** olarak tanımlanır. Yani,

$L = 4 \pi R^2 S = 4 \pi R^2 \alpha (T_e)^4$

Burada α Stefan-Boltzmann sabitidir. Eğer $S = I$ ise,

$L = 4 \pi R^2 I = 4 R^2 S$ olur.

2.Bölüm: Işıtma Gücü (devamı)

Bu $L = 4\pi R^2 S$ tanımıyla bir önceki $L = R^2 S$ tanımı arasında yalnız bir **katsayı farkı** vardır. Sözgelişi, küre şeklindeki bir kaynağın bütün uzaya saldığı erke $4\pi R^2 S$ olacaktır. Bu da $R^2 S$ nin değerinden **4π kat büyüktür**. Yıldızların parlaklıkları oran yoluyla hesaplandığı için, bu **fark** sonuç üzerinde hiç bir **etki oluşturmaz**! Nokta şeklindeki kaynaklarda ise doğrudan doğruya $L = I$ almakta bir sakınca yoktur. Onun için çoğu zaman, nokta biçiminde görülen bir yıldızın bir saniyede bize doğru yolladığı erke ışıtma gücü olarak **kabul edilir**.

2.Bölüm: **Işıtma Gücü** (devamı)

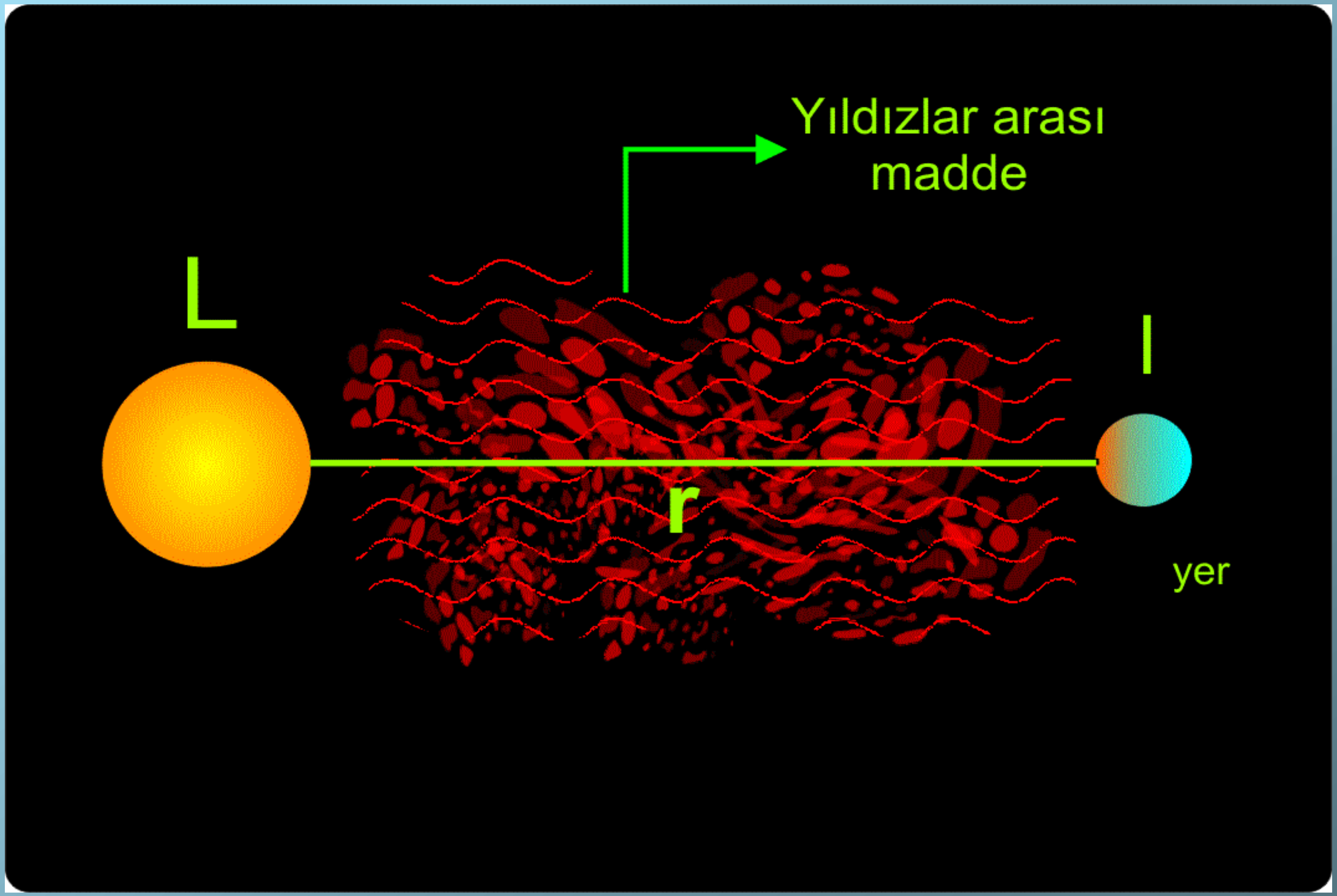
σ = Stefan-Boltzmann sabiti olmak üzere,

$$L_{\odot} = 4\pi R^2_{\odot}\, \sigma T^4_{\odot}$$

$$L_{*} = 4\pi R^2_{*}\, \sigma T^4_{*}$$

$$\frac{L_{\odot}}{L_{*}} = \left(\frac{R_{\odot}}{R_{*}}\right)^2 \left(\frac{T_{\odot}}{T_{*}}\right)^4$$

Bir gözlemci kaynaktan ne denli uzaklaşırsa aldığı erke de uzaklığın (yıldız ya da kaynağın uzaklığı) karesiyle ters orantılı olarak azalır (bkz. Şekil 13).



Şekil 13. Işınım erkesinin uzaklığa ve yayıldığı ortama bağlılığı

2.Bölüm: **Işıtma Gücü** (devamı)

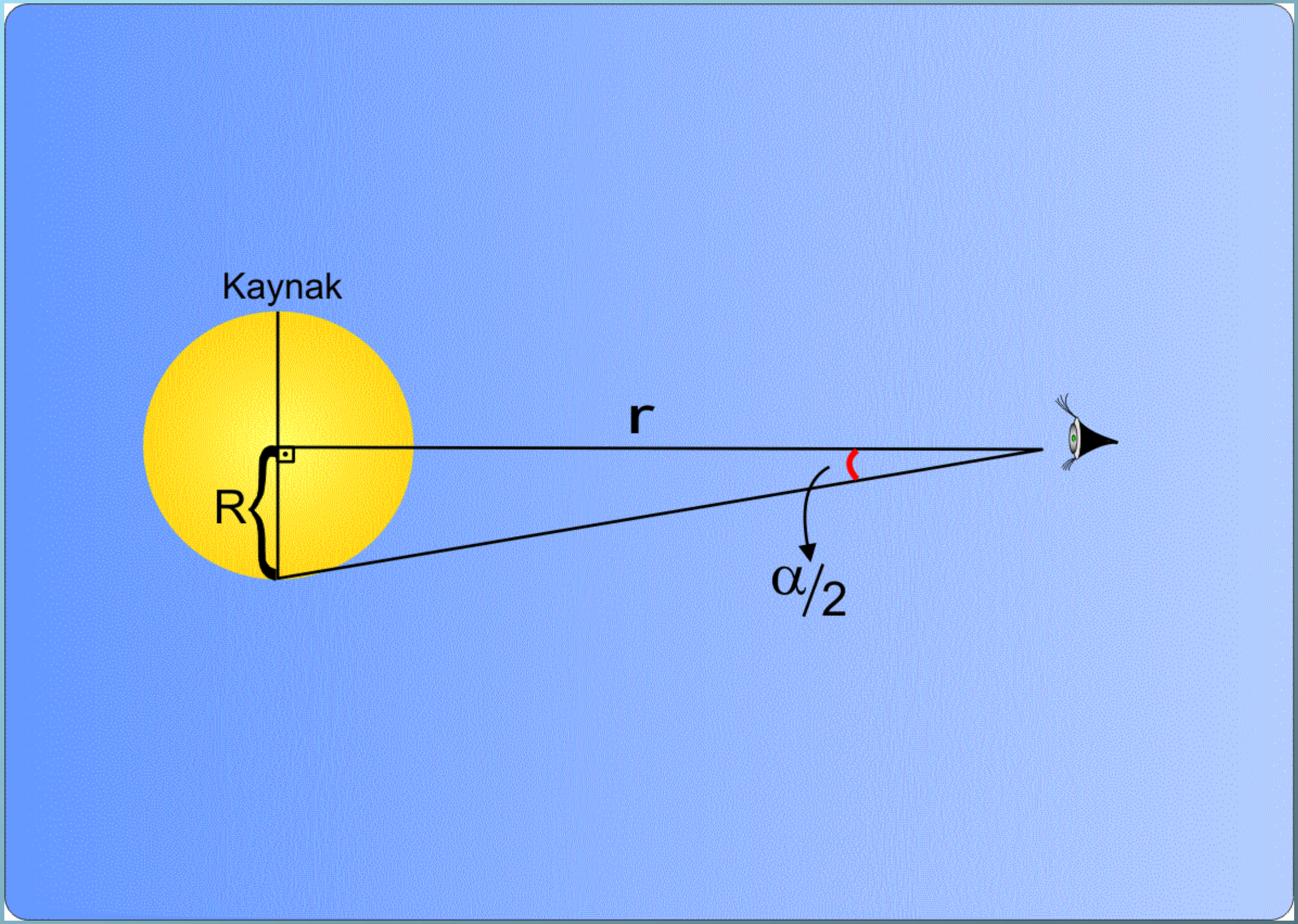
Buna göre ışıtma gücü L olan bir kaynağın r uzaklığında gözlenen ışıtma gücü,

$$l = C \frac{L}{r^2}$$

Olmalıdır.

l : Kaynağın görünürdeki ışıtma gücüdür. Buradaki C orantı katsayısı (=f(λ, yam kütlesi)) yıldız ile bizim aramızdaki soğurucu ortamın yoğunluğuna ve ışığın dalgaboyuna bağlıdır.

Görünürdeki ışıtma gücü, görünürdeki çapla yakından ilgilidir (Şekil 14).
Şekilden görüleceği gibi, R: lineer yarıçap ve
α: görünürdeki yarıçap olmak üzere,



Şekil 14. Görünürdeki ışıtma gücü, görünürdeki çapla ilgilidir

2.Bölüm: **Işıtma Gücü** (devamı)

$tg(\alpha / 2) = R / r$ $\alpha\,(rad) / 2 = R / r$

$r = (2 / \alpha)\, R$ $r^2 = (4 / \alpha^2)\, R^2$

Kaynak ile gözlemci arasında soğurucu ortam yok ise C = 1 alınabilir. O zaman,

$l = (\alpha^2 / 4)\, R^{-2}\, L = (\alpha / 2)^2\, (L / R^2)$

$l = (R^2 / r^2)\, (L / R^2) = L / r^2$

Yarıçapı R olan dairesel bir alan; $\sigma = \pi R^2$ dir. $L = \sigma\, \bar{I}$ idi.

$l = (\pi R^2 / r^2)\, \bar{I}$

olur.

$l = (\pi / 4)\, \bar{I}\, \alpha^2$ ya da, $S = \pi\, \bar{I}$ olduğundan,

$l = (1 / 4)\, S\, \alpha^2$ bulunur.

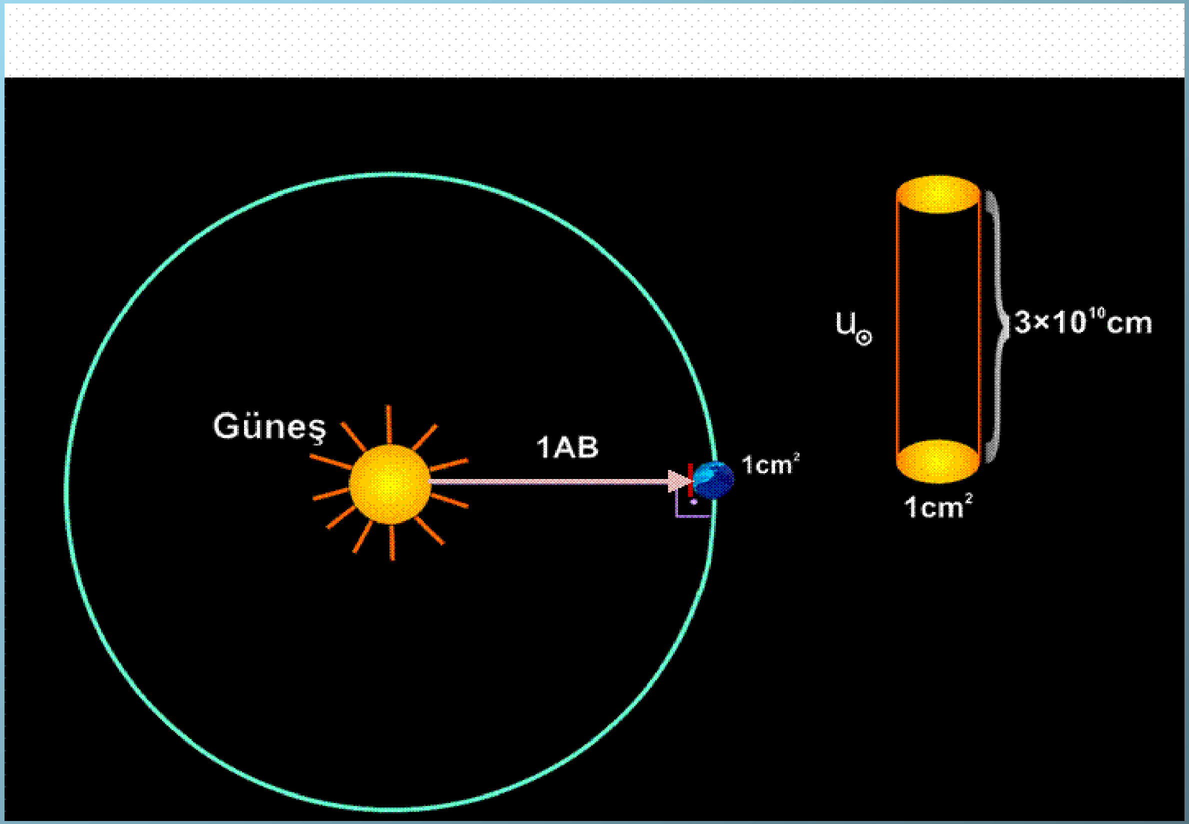
Işınım yoğunluğu (u) :

Birim oylum (hacim) içerisindeki ışınım erkesi miktarına ışınım yoğunluğu denir.

Güneş'in ışınım yoğunluğu :

Güneş Yer yüzünde her bir cm^2 ye dakikada 1.97 kalori verir ki buna Güneş sabiti denir (Şekil 15). $S_\odot = 1.97 \ cal \ dk^{-1} \ cm^{-2}$

Şimdi, tabanı 1 cm^2, yüksekliği ışığın 1 s de aldığı yol ($c = 3x10^{10}$ cm) olan bir silindir düşünelim (bkz. Şekil 15). Bunun içindeki erke güneş sabitine eşit olmalıdır. Yani $1.37 \times 10^6 \ erg \ cm^{-2} \ s^{-1}$ olmalıdır.



Şekil 15. Güneş'in Yer yüzünde ölçülen ışınım yoğunluğu

2.Bölüm: ışınım yoğ. (devamı)

Hacim = 1 cm^2 x (3 x 10^{10} cm) den,

V = 3 x 10^{10} cm^3

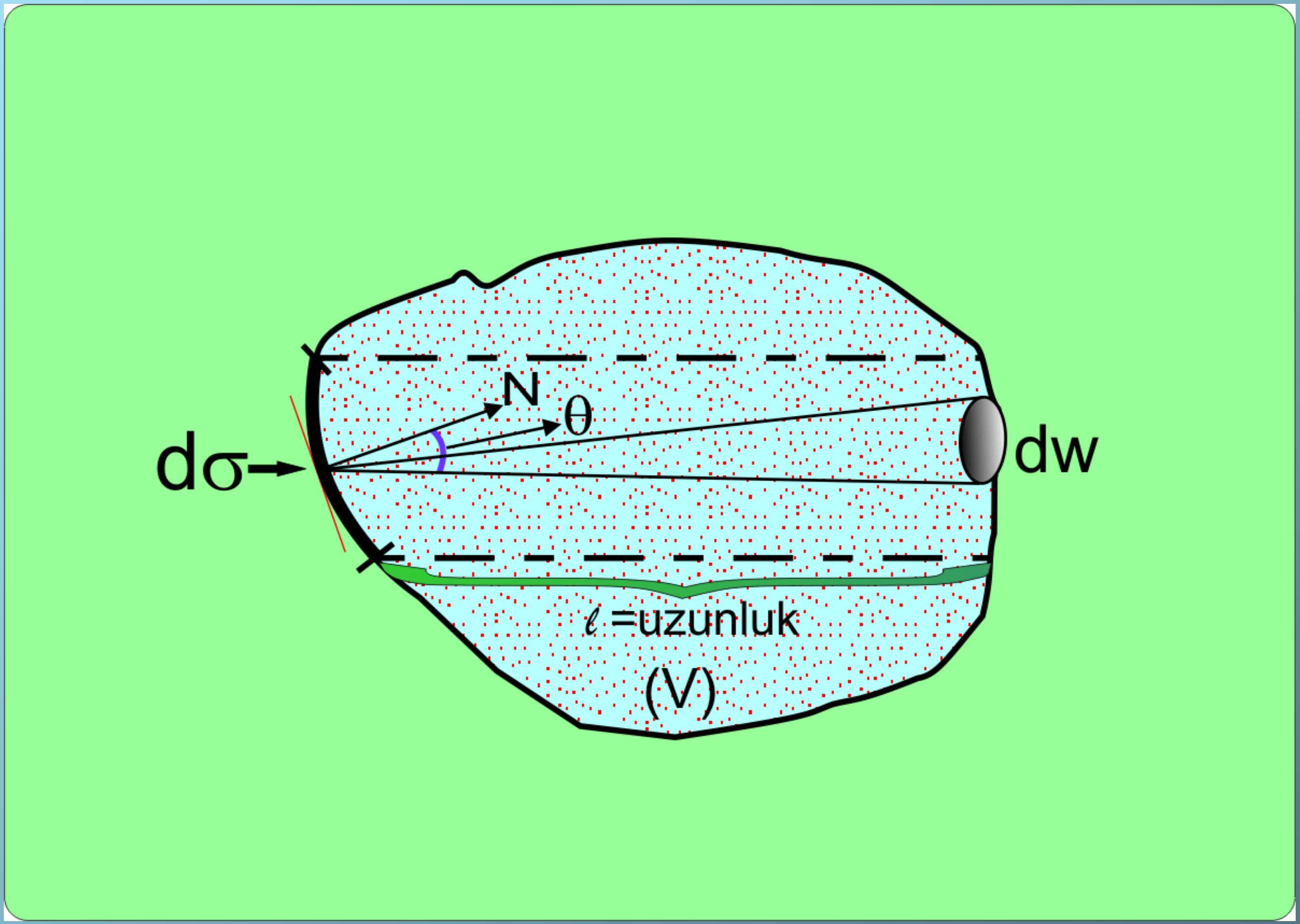
$$\text{Işınım yoğunluğu} = u = \frac{\text{Toplam Erke}}{\text{Hacim}}$$

Buna göre Güneş'in ışınım yoğunluğu,

$$u_\odot = \frac{1.37 \times 10^6 \text{ erg}}{3 \times 10^{10} \text{ cm}^3} \Rightarrow u_\odot = 4.5 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-3}$$

bulunur.

Genel olarak, oylumu **V** olan bir kaynak içinde $d\sigma$ yüzeyi alalım (Şekil 16).



Şekil 16. Oylumu V olan kovuktaki ışınım yoğunluğu

2.Bölüm: ışınım yoğ. (devamı)

Burada, $d\sigma$ yüzeyinin (θ,φ) doğrultusunda ve $d\omega$ uzay açısına 1 saniyede gönderdiği erke,

$$dS(\theta,\varphi) = I(\theta,\varphi)\, d\sigma \cos\theta\, d\omega$$

olacaktır. Öbür yandan, $d\sigma$ tabanlı θ doğrultusuna yönelmiş silindirin boyu l ise (bkz. Şekil 16), ışığın bu yolu alması için geçen zaman,

$$t = \frac{\text{yol}}{\text{hız}} = \frac{l}{c}$$

olacaktır.

2.Bölüm: ışınım yoğ. (devamı)

O halde $d\sigma$ yüzeyinin silindire bu zamanda verdiği erke;

$$dS((\theta,\varphi)\ t = I(\theta,\varphi)\ d\sigma \cos\theta\ d\omega\ (l\ /\ c)$$

olur. Bütün **V** oylumu için ortalama ışınım yoğunluğuna "u" dersek,

$$\mathbf{V}\ u = \int_{\omega}\int_{\sigma} I(\theta,\varphi)\ d\sigma \cos\theta\ d\omega\ (l\ /\ c)$$

$$d\sigma \cos\theta\ l = d\mathbf{V} \quad , \int_{\sigma} d\mathbf{V} = \mathbf{V}$$

olduğundan, yoğunluk,

$$u = (1/c) \int_{\omega} I(\theta,\varphi)\ d\omega$$

bulunur ki bu, ışınım yoğunluğunun **en genel** gösterimidir.

2.Bölüm: ışınım yoğ. (devamı)

Eş yönlü ışınım için ; $I(\theta,\varphi) = I$ idi. O zaman,

$$u = (I / c)\int_{\theta=0}^{\pi/2}\int_{\varphi=0}^{2\pi} \sin\theta \, d\theta \, d\varphi \Rightarrow u = (4\pi / c)\, I$$

bulunur (özel hal). Nokta şeklindeki kaynak için ise

$I = S$ idi. O zaman,

$$u = (4\pi / c)\, S$$

olur. Bir kaynağın tek renk ışınım yeğinliği frekansa bağlı olarak verilirse, onun dalgaboyuna bağlı olan değeri kolayca şöyle hesaplanabilir :

2.Bölüm: ışınım yoğ. (devamı)

I_λ , u_λ :Gözlemsel veya tayfsal çalışmalarda

I_ν , u_ν : Kuramsal çalışmalarsa

sözkonusu olur. Işık için **$c = \lambda\nu$** idi.

λ ile ν **ters yönlü** değişirler.

$I_\lambda \rightarrow I_\nu$ dönüşümü :

$I_\lambda \, d\lambda = - I_\nu \, d\nu$; $\lambda\nu = c \Rightarrow \nu = c / \lambda$

$d\nu = - (c / \lambda^2) \, d\lambda$

$I_\lambda \, d\lambda = I_\nu \, (c / \lambda^2) \, d\lambda \Rightarrow \mathbf{I_\lambda = (c / \lambda^2) \, I_\nu}$

elde edilir.

2.Bölüm: ışınım yoğ. (devamı)

Aynı dönüşümü ışınım yoğunluğu için düşünürsek,

$u_\lambda \rightarrow u_\nu$ dönüşümü :

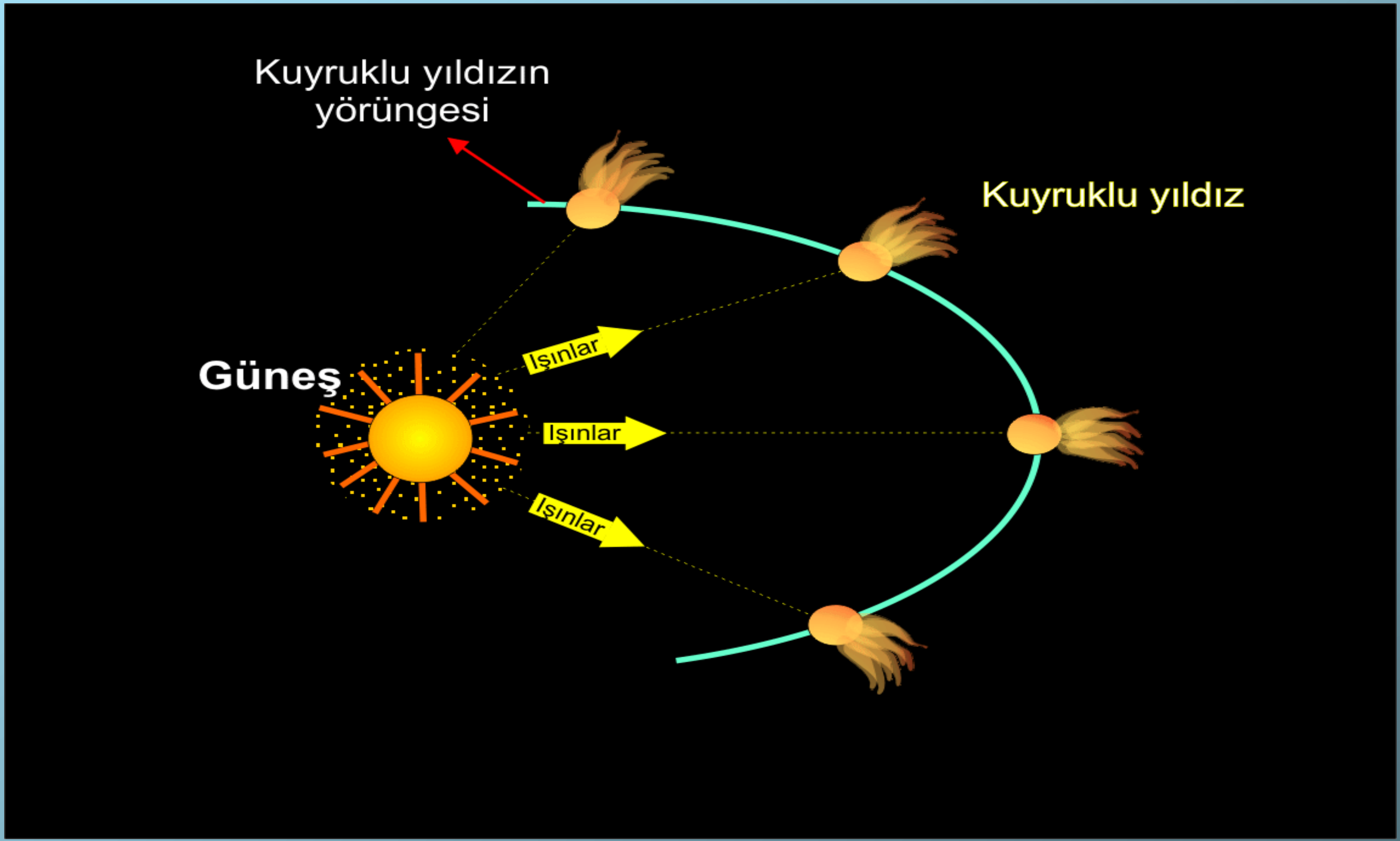
$u_\lambda \, d\lambda = - u_\nu \, d\nu$ ve $\mathbf{u_\lambda = (c / \lambda^2) \, u_\nu}$

bulunur.

Işınım basıncı (p) :

Işınım basıncı, ışınımın bir yüzey üzerinde oluşturduğu **itinç (impuls) tir.**

2.Bölüm: ışınım basıncı (devamı)



Şekil 17. Işınım basıncının gözlemsel kanıtı: Kuyruklu yıldızlar.

2.Bölüm: ışınım basıncı (devamı)

Basıncın az ya da çok oluşu gaz moleküllerinin erkelerine ve hızlarına bağlıdır. Kinetik gaz kuramında basınç, yüzeye **dik doğrultuda**, birim yüzeye birim zamanda isabet eden **itinçtir**.

P, V, T → PV = RT ; P:Basınç, V:Oylum

R:Genel gaz sabiti, T: Mutlak sıcaklık

O halde birim yüzeye dik doğrultuda ve saniyede isabet eden erke miktarı dS ve moleküllerin ortalama hızları v ise, kinetik gaz kuramına göre basınç,

$dp = dS / v$ dir. Yani, p = Toplam erke / Hız

$$p = S / v$$

Işınım basıncı için : Işık erkesi de c hızı ile hareket ettiğine göre, onun da içinde bulunduğu kabın yüzeyine ya da düştüğü yere bir basınç yapacaktır.

2.Bölüm: ışınım basıncı (devamı)

Şimdi yukarıdaki düşünceden hareket ederek ışınım basıncını hesaplayalım :

Işınım yapan bir kaynaktan bir $d\sigma$ = 1 birimlik bir yüzey parçasına, (θ,φ) doğrultusundan ve $d\omega$ uzay açısından gelen $I(\theta,\varphi)$ yeğinliğinde ışık düşmüş olsun (Şekil 18). Burada bu yüzey parçasına saniyede düşen erke;

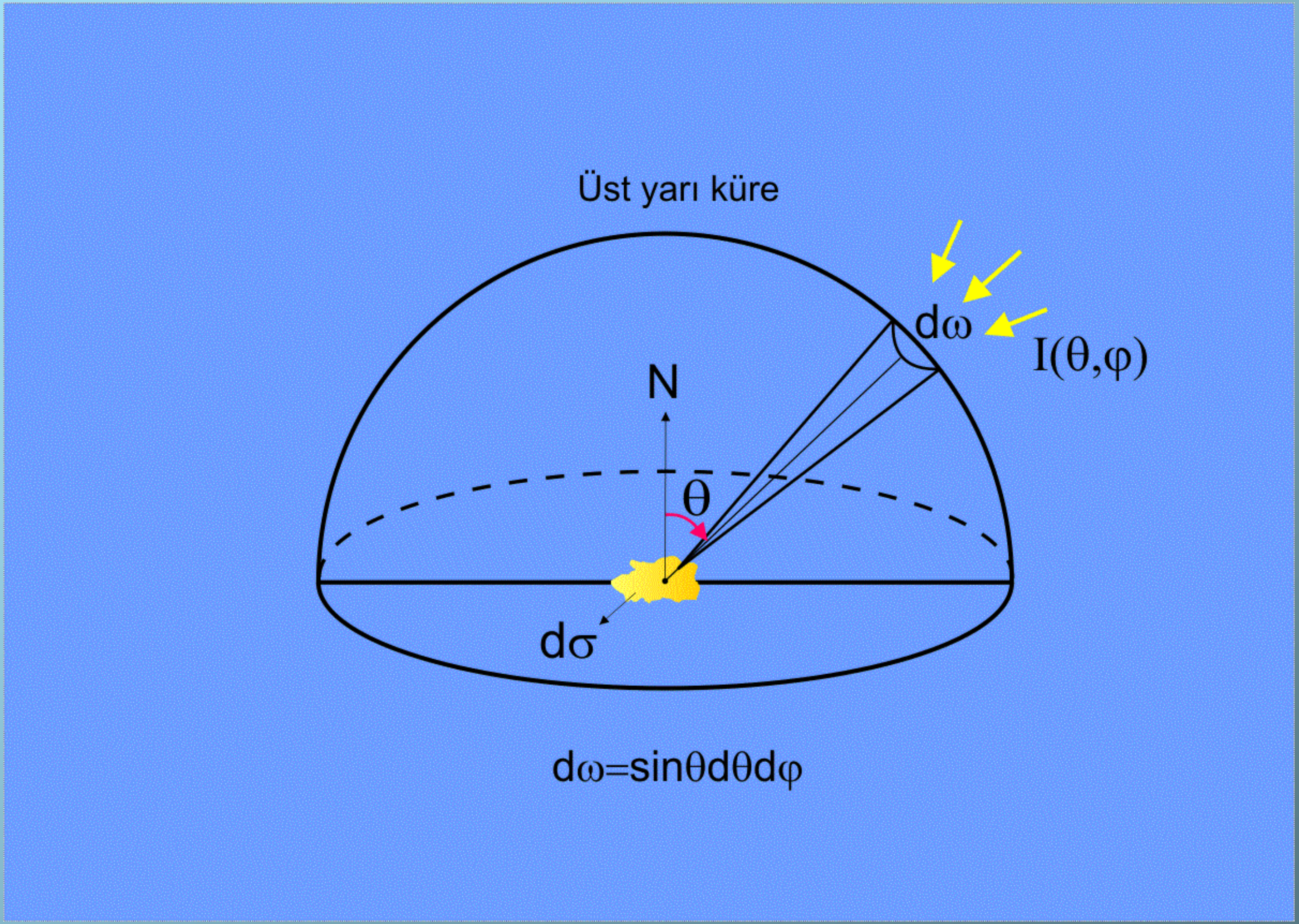
$dS(\theta,\varphi) = I(\theta,\varphi) \cos\theta \, d\omega$

Eğer kaynak eş yönlü ışınım yapıyorsa,

yani $I(\theta,\varphi) = I$ ise,

$dS = I \cos\theta \sin\theta \, d\theta \, d\varphi$ olur.

2.Bölüm: ışınım basıncı (devamı)



Şekil 18. Işınım basıncının ölçümü

2.Bölüm: ışınım basıncı (devamı)

Bunun yüzeye dik doğrultusundaki bileşenini bulmak için onu cos θ ile çarpmalıyız:

$dS \cos\theta = I \cos^2\theta \sin\theta \, d\theta \, d\varphi$

Böylece elde edilen erkeyi c ışık hızına bölmekle gelen ışığın itincini bulmuş oluruz :

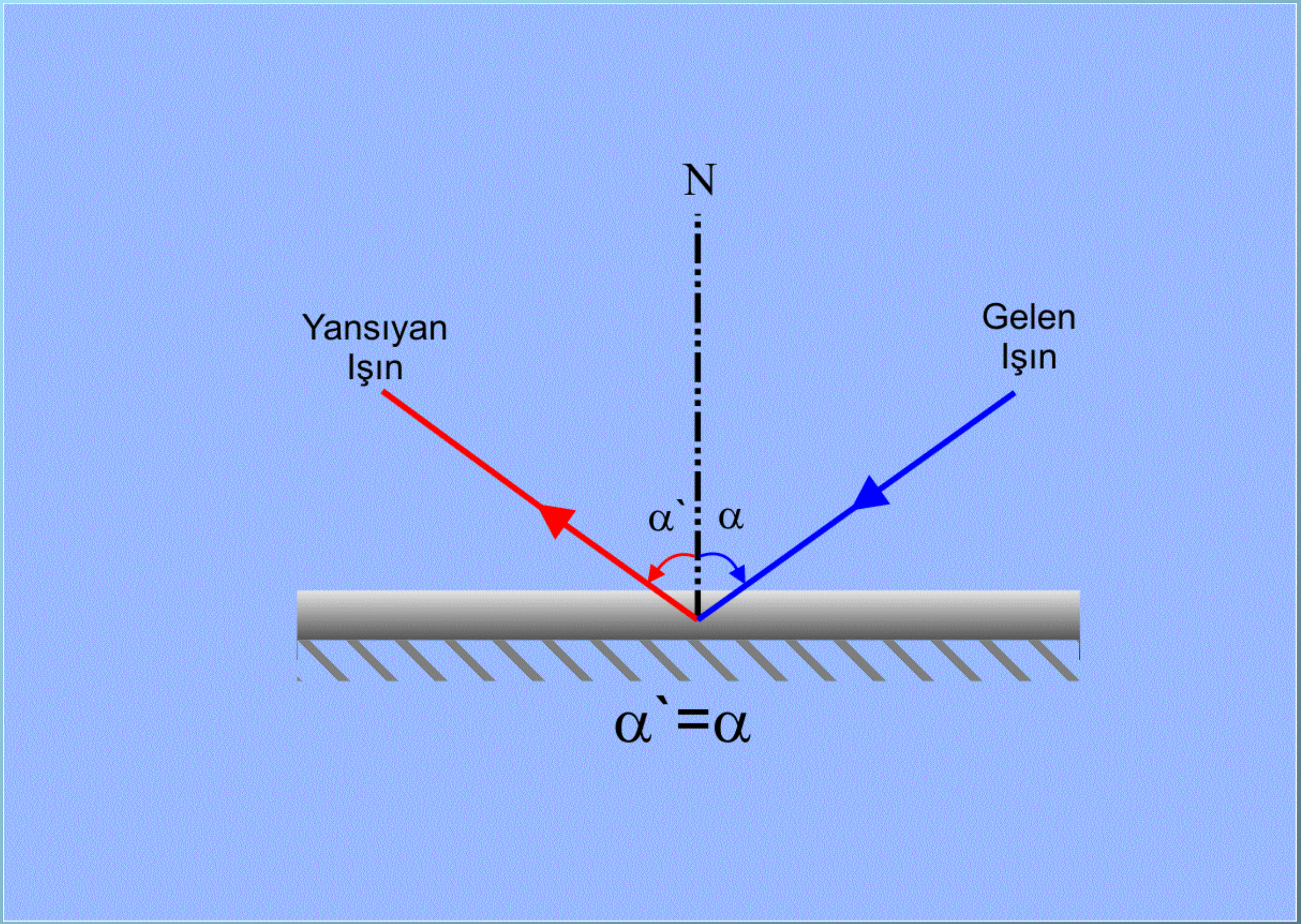
$dp = dS / c$ idi.

Ancak yüzeye çarpan ışık normal ile eşit açı yaparak yansır (Şekil 19). Dolayısıyla toplam itinç yukarıda bulunan değerin iki katı olacaktır. Yani,

$dp = 2\, dS / c$; $dp = (2\, I / c) \cos^2\theta \sin\theta \, d\theta \, d\varphi$

olur ki bu, yalnız (θ,φ) doğrultusundan gelen ışınım basıncıdır.

2.Bölüm: ışınım basıncı (devamı)



Şekil 19. Yansımanın ışınım basıncına katkısı

2.Bölüm: ışınım basıncı (devamı)

O zaman, yarım kürelik uzay açıdan gelen ışınım basıncı, yani toplam basınç ;

$$p = (2\, I / c) \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \cos^2\theta \sin\theta \, d\theta \, d\varphi$$

$$p = (2\, I / c)\, 2\pi \int_{\theta=0}^{\pi/2} \cos^2\theta \sin\theta \, d\theta$$

$\cos\theta = u$, $du = - \sin\theta \, d\theta$

$\theta = 0$ için $u = 1$, $\theta = \pi / 2$ için $u = 0$, ve

$\cos^2\theta = u^2$ olmak üzere,

2.Bölüm: ışınım basıncı (devamı)

$$\int_{\theta=0}^{\pi/2} \cos^2\theta \sin\theta \, d\theta = -\int_{u=1}^{0} u^2 \, du = \int_{u=0}^{1} u^2 \, du$$

$$= (1/3)\, u^3 \Big|_0^1 = 1/3$$

O zaman,

$p = (4\pi / c)\,(\, I / 3\,)$ bulunur.

Diğer taraftan $(4\pi / c)\, I = u$ idi. Bu durumda u ışınım yoğunluğu cinsinden,

$p = u / 3$ olur. Tek renk ışınım için de ,

$p_\nu = u_\nu / 3$ yazılabilir.

2.Bölüm (devamı)

Salma ve Soğurma katsayıları :

Salma katsayısı : Işınım akısı $S_a = S^+ - S^-$ idi (Şekil 20). Bir yıldızın en dış katmanında $S_a \neq 0$ ve $S_a = S$ idi.

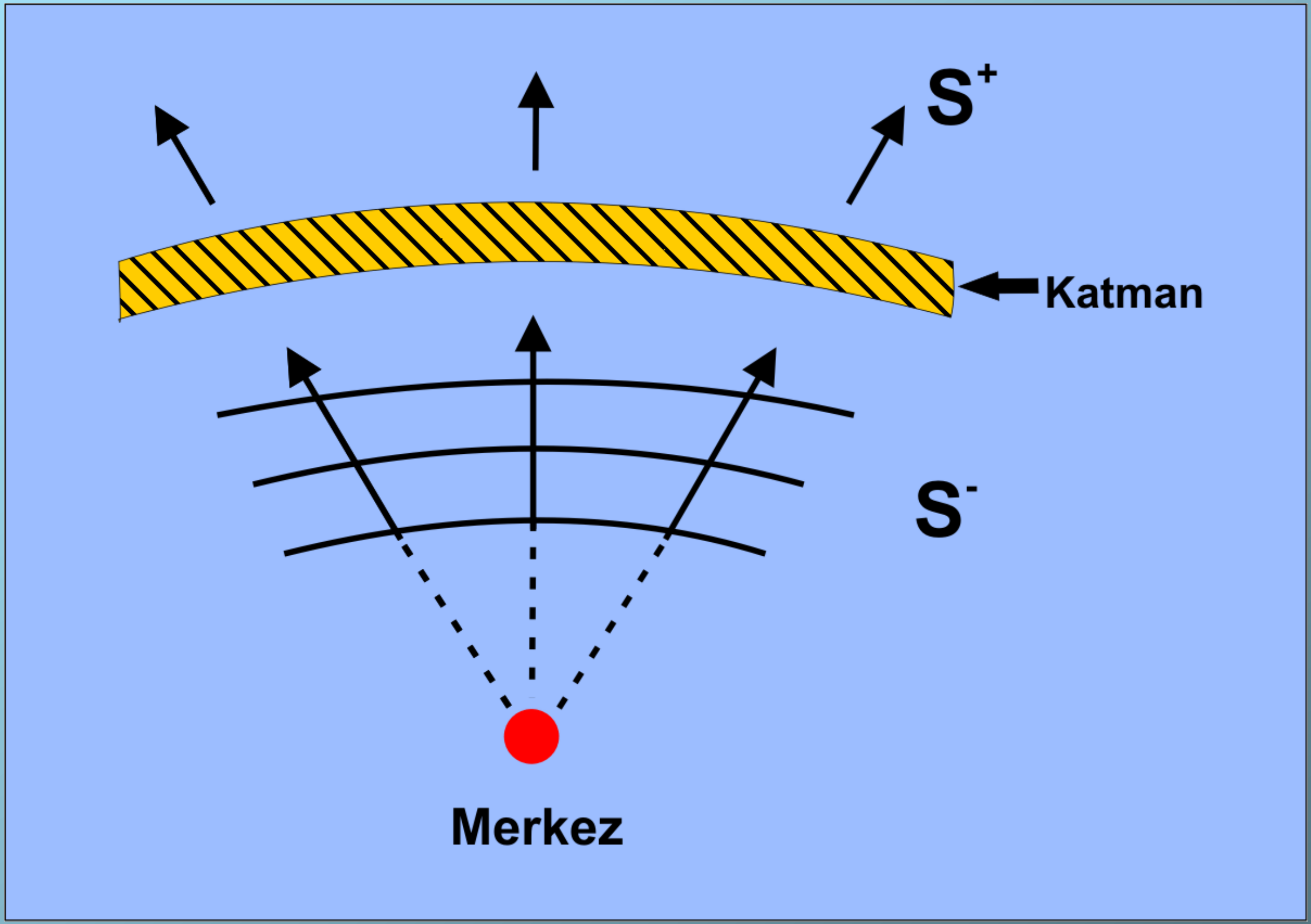
Oylumu **V** olan bir ışınım kaynağını göz önüne alalım. Bu kaynağın ürettiği ve böylece **(θ,φ)** doğrultusunda, $d\omega$ uzay açısına ν ile $\nu+d\nu$ frekans aralığında saldığı erke dS_ν ise, bu erke $d\nu$, **V** ve $d\omega$ ile orantılıdır. Yani,

$$dS_\nu = \varepsilon_\nu \, d\nu \, V \, d\omega$$

dır. Burada ε_ν, oylumun $d\nu$ aralığında salma **katsayısı**dır. Bu katsayı ν den başka **V** oylumunu oluşturan maddenin türüne ve yapısına bağlıdır.

$$\varepsilon_\nu = \mathbf{f}\,(\nu, \text{cismin yapısı})$$

2.Bölüm (devamı)



Şekil 20. Yıldızın iç ve dış katmanlarında ışınım erkesinin soğurulması ve salınması

2.Bölüm: salma k.s.(devamı)

dV = dm / ρ , **V** ρ = dm , ρ = **1 birim** ise, **V** = dm ve **dt** zaman aralığı olmak üzere,

$$dS_\nu = \varepsilon_\nu \, dm \, d\omega \, dt$$

yazılabilir. Şimdi V oylumunun bütün frekanslarda ürettiği ve bütün uzay açıya saldığı erke söz konusu olursa,

$$\int dS_\nu = \int \int \varepsilon_\nu \, d\nu \, V \, d\omega$$, ve buradan

$$S_\nu = V \int_{\nu=0}^{\infty} \varepsilon_\nu \, d\nu \int_{\omega} d\omega \Rightarrow S_\nu = 4\pi \, V \int_{\nu=0}^{\infty} \varepsilon_\nu \, d\nu$$

olur ki bu, tüm frekanslarda ve bütün uzay açıya salınan erkedir.

ε_ν : **Salma katsayısı**

2.Bölüm (devamı)

Soğurma katsayısı :

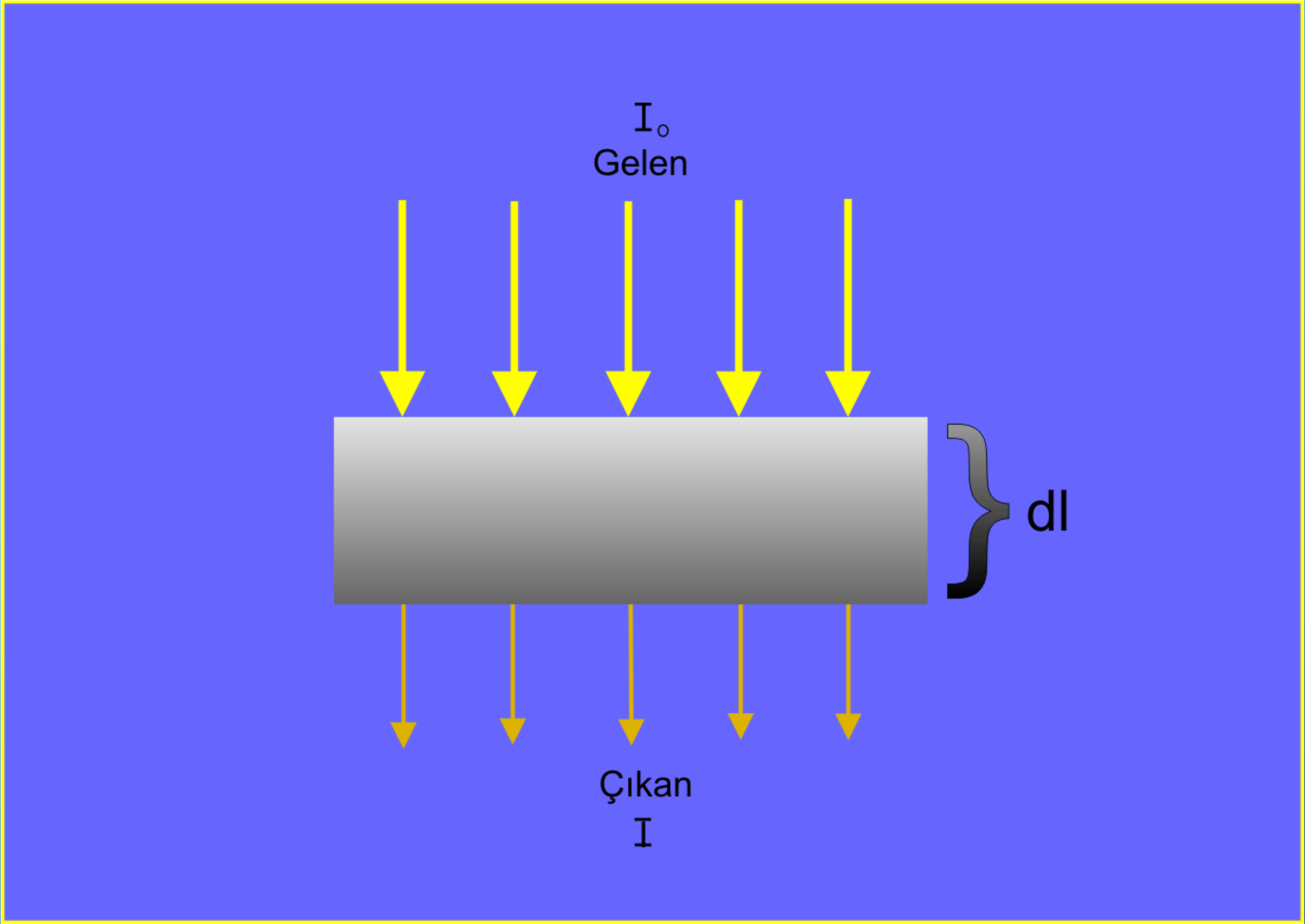
Erke üretiminin karşıt olayı **soğurma**dır. Herhangi bir gaz yığını, su ya da **cam** gibi saydam bir cisim **ışığı geçirirken** onun bir **kısmını** da **kendisi soğurur** (Şekil 21). Dolayısıyle ışınım erkesi bu **cisimden çıkarken** bir miktar **azalmış** olur. Bu olaya **soğurma** denir. Soğurulan erke, giren ışığın frekansına, yeğinliğine ve ışığın geçtiği katmanın kalınlığına bağlıdır. Buna göre, ν frekanslı $\mathbf{I}_\nu$ yeğinliğindeki bir ışık demeti dl kalınlığındaki bir katmandan geçip dI_ν erkesi soğrulmuşsa bu,

$$dI_\nu = - \kappa_\nu \, \mathbf{I}_\nu \, dl$$

olur. (-) işareti kaybı ifade eder. Buradaki κ_ν orantı katsayısına cismin "**soğurma katsayısı**" denir.

$$\kappa_\nu = \mathbf{f}\,(\nu, \text{madde})$$

2.Bölüm (devamı)



Şekil 21. Işığın dl kalınlığındaki bir katman tarafından soğurulması

2.Bölüm: **soğurma** k.s. (devamı)

I_o : Gelen ışınımın yeğinliği,

I : Çıkan ışınımın yeğinliği olmak üzere,

$I_o \neq I$ ise soğurma **var**. $dI = I_o - I$

$I_o = I$ ise soğurma **yok**tur.

Tanımlar:

1- Geçirgenlik faktörü [= T]

$(I / I_o) = T < 1 \quad ; I_o > I$

2- Katmanın Aklık derecesi (opasite) [= O]

$(I_o / I) = O$ (sıfır değil, harf), $O > 1 \quad ; I_o > I$

2.Bölüm: **soğurma** k.s. (devamı)

3- Optik yoğunluk (optical density) [= D]

Aklığın logaritmasına "optik yoğunluk" denir.

$D = \log O$; $D = \log (I_o / I)$

$D = - \log (I / I_o) = - \log T$ dir.

4- Optik kalınlık [= τ]

$dI_\nu = - \kappa_\nu I_\nu \, dl$ idi.

$dI_\nu / I_\nu = - \kappa_\nu \, dl$, her iki tarafın integrali alınırsa,

$$\ln I_\nu = - \int_{l=0}^{l} \kappa_\nu \, dl + \ln I_o$$

$$\ln I_\nu - \ln I_o = - \int \kappa_\nu \, dl \quad \Rightarrow \ln (I_\nu / I_o) = - \int \kappa_\nu \, dl$$

2.Bölüm: **soğurma** k.s. (devamı)

ve buradan, ışık, kalınlığı l olan bir katmandan geçmişse çıkan ışığın yeğinliği,

$$I_\nu = I_o \, e^{-\int_0^l \kappa_\nu \, dl}$$ dir.

Burada $\tau_\nu = -\int_0^l \kappa_\nu \, dl$ ile gösterilirse,

$$I_\nu = I_o \exp(-\tau_\nu)$$

elde edilir. Terimi soğurmayı yapan katman için bir ölçek olduğundan dolayı buna **OPTİK KALINLIK** denir.

$\tau = 1$ ise $I_\nu = I_o / e \quad \Rightarrow I_\nu \cong 0.40 \, I_o$ olur.

$2.5 \leq e \leq 2.75$, Yıldızlarda $\tau \geq 1$ dir.